Письма в ЖЭТФ, том 18, вып.2, стр. 133 - 136 *29 июля 1973 г.*

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВКЛАДЫ В ПОЛНЫЕ АДРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

В.М. Буднев, И.Ф. Гинзбург

В процессах с большой множественностью возможно появление большой электромагнитной поправки ($\sim a \ln^2(s/s_0)$). Она может объяснить наблюдаемый рост сечений в опытах на *ISR*.

1. В соударениях адронов с ростом энергии быстро растет множественность, $< n_{ch} > \gtrsim a \ln s + b$. Мгновенное рождение большого числа заряженных частиц сопровождается сильным электромагнитным излучением.

Известно, что относительные импульсы рожденных адронов в среднем не малы. Поэтому электромагнитное излучение отдельных адронов в среднем некогерентно. В этом можно убедиться, например, рассматривая флуктуации квадрата изменения заряда, движущегося направо в с.ц.и. В итоге, в главном приближении сечение сопровождающегося излучения растет пропорционально $< n_{ch} >$. Простое вычисление по обычным формулам (ср., например, [1]) дает [2]

$$d\sigma_\gamma = \frac{a}{2\pi} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} \frac{d\omega}{\omega} < n_{ch} > \sigma_{tot} . \qquad (1)$$

Здесь ω и $k_\perp$ – частота и поперечный импульс фотона.

Учет корреляций, если их радиус конечен, не изменяет главного вывода о пропорциональности $d\sigma_\gamma$ величине $< n_{ch} >$. Так, если адроны рождаются в кластерах (файерболах) со средним квадратом заряда $< Q^2 >$, и среднее число кластеров есть N, то величина $< n_{ch} >$ в (1) заменится на $N < Q^2 > \sim < n_{ch} >$.

2. Интегрирование сечения (1) приводит к обычному выражению, содержащему $< \ln^2 q_i q_j >$ ($q_i\, q_j$ – импульсы рожденных адронов). При вычислении поправки к полному сечению сюда следует добавить компенсирующие вклады от обмена виртуальными фотонами. Предположение о быстром убывании амплитуд при сходе с массовой поверхности и при росте $|t|$ приводит к полному сокращению дваждылогарифмических членов [3]. Однако, естественно, предположить, что в сумме сохранится хотя бы один логарифм. Одной из причин его сохранения может быть (на языке [3]) численное различие между электромагнитным и сильным радиусами адрона[1]. В этом предположении поправка к полному сечению есть

$$a C_1 < \ln \frac{q_i\, q_j}{m_i\, m_j} > < n_{ch} > \sigma_{tot} .$$

[1] Заметим, что результат Ли и Науенберга [4] нельзя непосредственно применять к полным сечениям рассеяния адронов. Поскольку $\sigma_{tot} \sim m_h^{-2}$, переходы $s \to \infty$ и $m_h \to 0$ здесь не эквивалентны.

Делая далее обычное предположение о равнораспределении в пространстве быстрот, нетрудно получить, что $< \ln(q_i\, q_j / m_i\, m_j) > = \frac{1}{3}\ln(s/m_p^2)$.

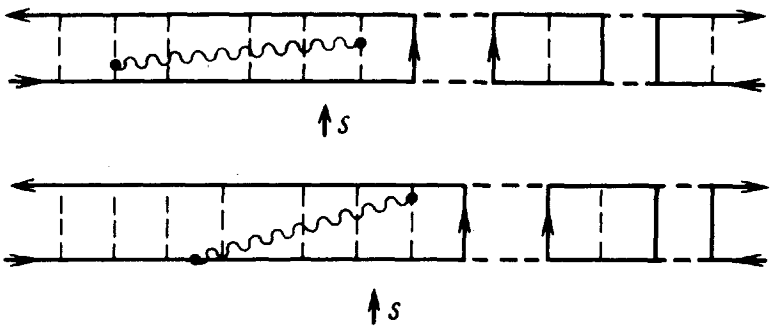

Рис. 1

В итоге, измеряемое полное сечение σ_{tot}^{exp} выражается через чисто адронное σ_{tot} следующим соотношением :

$$\sigma_{tot}^{exp} = (1 + \alpha \frac{C_1}{3} \ln \frac{s}{m_p^2} < n_{ch} >)\sigma_{tot}. \qquad (2)$$

Если воспользоваться обычной аппроксимацией множественности $< n_{ch} > = a \ln s + b$, $a = 1{,}65$, то из (2) получается [1)]

$$\sigma_{tot}^{exp} = (1 + C\,\alpha \ln^2 {}^{s}/_{s_0})\sigma_{tot}\,; \quad C = \frac{1}{3} C_1 a\,. \qquad (3)$$

Коэффициент C не должен зависеть от сорта рассматриваемой реакции (pp, $\bar{p}p$, $K^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$, γp,..). Учет однологарифмических членов в (3) сводится просто к изменению величины s_0, которая может быть заметно различной в разных реакциях.

Отметим, что в мультипериферических моделях, где полное сечение описывается суммой графиков лестничного типа, рассматриваемый эффект соответствует учету диаграмм, изображенных на рис. 1. По отношению к диаграмме без фотонов каждая из таких диаграмм дает согласно [5] лишний множитель $A(n) \ln s$.

3. Даже при постоянном или слабо меняющемся чисто адронном сечении измеряемое сечение (3) может расти довольно быстро. Это может объяснить наблюдаемый при $s \gtrsim 500$ $Гэв^2$ рост полных сечений [7, 8]).

---

1) Разумеется, в сечение входят и другие электромагнитные поправки, например, связанные с интерференцией между сильной и кулоновской амплитудами в упругом и неупругом рассеянии. Они могут достигать заметных значений при умеренно больших энергиях. Однако, с ростом s они убывают [6].

Для иллюстрации на рис. 2 мы сравниваем данные по полным сечениям pp-рассеяния в интервале p_L от 10 $Гэв/с$ до $3 \cdot 10^4$ $Гэв/с$ с простой аппроксимацией, соответствующей учету вкладов P, P' и ω-траекторий [1])

$$\sigma_{pp}^{exp} = 36{,}5 \left(1 + \frac{3a}{\pi} \ln^2 \frac{s}{s_0}\right) мб + a s^{-1/2}; \qquad s_0 = 20\ Гэв^2;$$

$$a = 14{,}7\ мб/Гэв. \tag{4}$$

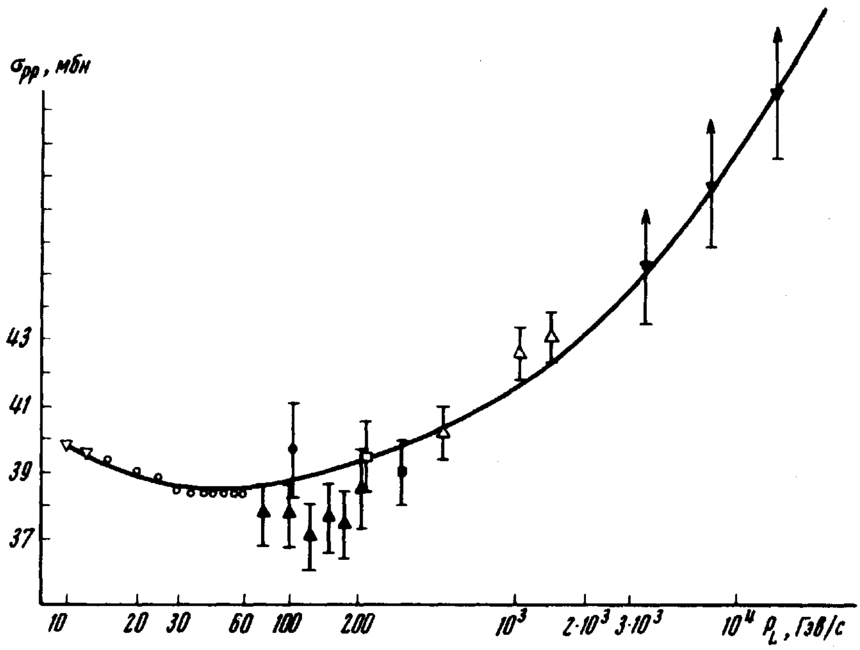

Рис. 2. Данные ▽ – Foley [10]; о – Горин [9]; Bartenov [11]; J. W. Chapman [12]; G. Charlton [13]; F. T. Dao [14]; U. Amaldi, S. R. Amendolia [7]; C. B. Yodth [8].

Для описания $\bar{p}p$-рассеяния следует изменить только коэффициент a, связанный с учетом вкладов P' и ω. Хорошая аппроксимация получается при $a = 84\ мб/Гэв$. Для K^+p^- рассеяния $a = 0$, и $\sigma_{tot}^{exp} = \left(1 + \frac{3}{\pi} a \ln^2 \frac{s}{s_0'}\right) \sigma_{tot}$. Как сказано выше, величины s_0 и s_0' могут различаться. Выбор $s_0' = 10\ Гэв^2$ обеспечивает здесь прирост сечений, наблюдавшийся в Серпухове [9]

Авторы благодарны Н.Н.Ачасову, А.И.Вайнштейну, А.В.Ефремову, Г.В.Меледину, В.Г.Сербо, В.В.Серебрякову и Л.Д.Соловьеву за полезные обсуждения.

Институт математики
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 мая 1973 г.

1) Мы не искали здесь наилучшей аппроксимации, имея в виду только демонстрацию эффекта.

Литература

[1] В.Н.Грибов. ЯФ, 5, 399, 1967; F.E.Low. Phys. Rev., 110, 974, 1958.

[2] R.N.Cahn. Phys. Rev. Lett., 29, 1481, 1972.

[3] В.Г Горшков. ЖЭТФ, 56, 597, 1969.

[4] T.D.Lee, M.Nauenberg. Phys. Rev., 133B, 1549, 1964.

[5] А.В.Ефремов. Диссертация, Дубна, 1970.

[6] В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, 13, 519, 1971; Л.А.Кондратюк, В.Б.Копелиович. Письма в ЖЭТФ, 16, 201, 1972.

[7] U.Amaldi et al. Preprint CERN 1973; S.R.Amendolia et al. Preprint CERN, 1973; Phys. Lett., in print.

[8] G.B.Yodth, Y.Pal, J.S.Trefil. Phys. Rev. Lett., 28, 1005, 1972.

[9] Ю.П.Горин и др. ЯФ, 14, 998, 1971.

[10] K.J.Foley et al. Phys. Rev. Lett., 19, 857, 1967.

[11] V.Bartenev et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1755, 1972.

[12] J.W.Capman et al. Phys. Rev. Lett., 19, 1686, 1972.

[13] G.Charlton et al. Phys. Rev. Lett., 29, 515, 1972.

[14] F.T.Dao et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1622, 1972.